

СООБЩЕНИЯ
ОБЪЕДИНЕННОГО
ИНСТИТУТА
ЯДЕРНЫХ
ИССЛЕДОВАНИЙ
ДУБНА



C324.18

C-902

882/2-79

Ю.С.Суровцев, Ф.Г.Ткебучава

19/III-49
P2 - 12017

ПРОЦЕСС
ОБРАТНОГО ЭЛЕКТРОРОЖДЕНИЯ ПИОНОВ
НА НУКЛОНАХ ПРИ ВЫСОКИХ ЭНЕРГИЯХ
И ФОРМФАКТОРЫ АДРОНОВ

1978

P2 - 12017

Ю.С. Суровцев, Ф.Г. Ткебучава*

ПРОЦЕСС
ОБРАТНОГО ЭЛЕКТРОРОЖДЕНИЯ ПИОНОВ
НА НУКЛОНАХ ПРИ ВЫСОКИХ ЭНЕРГИЯХ
И ФОРМФАКТОРЫ АДРОНОВ

* Тбилисский государственный университет.

Суровцев Ю.С., Ткебучава Ф.Г.

P2-12017

Процесс обратного электророждения пионов на нуклонах при высоких энергиях и формфакторы адронов

В рамках единой дисперсионной модели рассмотрены процессы $\gamma N \rightarrow \pi^\pm N$, $eN \rightarrow e\pi^\pm N$, $\pi N \rightarrow e^+e^-N$, $\pi^-p \rightarrow \rho^0 n$ при высоких энергиях и малых передачах импульса. Делается вывод об уменьшении дисперсионных вкладов с ростом времениподобных значений "массы" виртуального фотона. Таким образом обосновывается простая модель электрических борновских членов для описания процесса обратного электророждения (и $\pi^-p \rightarrow \rho^0 n$) в указанной кинематической области и делается заключение о возможности получения информации о структуре адронов из экспериментальных данных по этому процессу.

Работа выполнена в Лаборатории теоретической физики ОИЯИ.

Сообщение Объединенного института ядерных исследований. Дубна 1978

Surovtsev Y.S., Tkebuchava F.G.

The Process of Inverse Pion Electroproduction on Nucleons at High Energies and Hadron Form Factors

Processes $\gamma N \rightarrow \pi^\pm N$, $eN \rightarrow e\pi^\pm N$, $\pi N \rightarrow e^+e^-N$, $\pi^-p \rightarrow \rho^0 n$ are considered in the framework of the unified dispersive model at high energies and small momentum transfer. A conclusion is drawn on the reduction of the dispersive contributions with increasing time-like values of virtual photon "mass". Thus simple electric Born model for the description of the process of inverse electroproduction (and $\pi^-p \rightarrow \rho^0 n$) in indicated kinematic region is grounded and a conclusion on the possibility of receiving information on hadron structure from the experimental data on this process is drawn.

The investigation has been performed at the Laboratory of Theoretical Physics, JINR.

Communication of the Joint Institute for Nuclear Research. Dubna 1978

I. При изучении электромагнитной структуры частиц особую важность имеет знание зависимости их формфакторов от времениподобных значений "массы" (k^2) виртуального фотона. Возможность получения модельно-независимой информации о формфакторах Π -мезонов и нуклонов при времениподобных значениях k^2 , изменяющихся практически от нуля ($k^2 \geq 4m_e^2$), связана с анализом процесса $\pi N \rightarrow e^+e^-N$ — обратного электророждения пионов (ОЭП) /1/ и обеспечивается такими свойствами ОЭП в первой и второй резонансных областях, благодаря которым амплитуда этого процесса в определенных кинематических условиях определяется борновским приближением /2-5/. Однако указанный выше метод исследования структуры частиц можно обосновать лишь примерно до значений $k^2 \approx 14m_\pi^2$ (что соответствует полной энергии в с.ц.м. πN -системы $\omega \approx 1500$ МэВ) /5/, поскольку при более высоких энергиях влияние s - и d -волновых резонансов ($D_{13}(1520)$, $S_{11}(1535)$, $S_{31}(1650)$, $S_{11}(1700)$) делает интерпретацию ОЭП в значительной мере зависящей от модели. Таким образом, для формфакторов нуклонов остается довольно большой интервал значений k^2 (до $4m_N^2$), на котором эти величины не могут быть непосредственно измерены в опытах со встречными пучками: $e^+e^- \rightleftharpoons NN$.

В данной работе будет показано на основе свойств процессов типа фоторождения пионов на нуклонах ($\gamma N \rightarrow \pi^\pm N$, $eN \rightarrow e\pi^\pm N$, $\pi N \rightarrow e^+e^-N$) и процесса $\pi^-p \rightarrow \rho^0 n$ при высоких энергиях и малых передачах импульса $|t|$ и реалистической модели для их интерпретации, что экспериментальные данные по ОЭП в такой кинематической области расширили бы интервал значений $k^2 > 0$, в котором возможно надежное определение формфакторов пиона и нуклона. Целесообразность единого рассмотрения процессов типа фоторождения пионов с целью выяснения закономерностей ОЭП подчеркивалась в работах /3,4/. Кроме того, в интересующей нас кинематической области критерием надежности предлагаемой модели может служить описание данных по процессу $\pi^-p \rightarrow \rho^0 n$, который благодаря

ρ^0 -мезон-фотонной аналогии^{/6/} просто связан с ОЭП^{/7/}. В работах^{/8,9/} уже предлагалось использовать ОЭП при высоких энергиях и малых $|t|$ для изучения электромагнитной структуры адронов. Этот процесс уже изучался также экспериментально при высоких энергиях (для пионов с импульсом 4 ГэВ/с)^{/10/}, анализ данных указал на доминирующий вклад ρ -мезона в электромагнитную структуру пиона и позволил оценить величину константы ρ - γ -перехода.

2. Дифференциальное сечение процесса ОЭП в однофотонном приближении запишем в виде^{/4,11/}

$$\frac{d^3\sigma}{d\Omega_\gamma d\Omega_e dk^2} = \frac{\alpha}{16\pi^2} \cdot \frac{1}{k^2} \cdot \frac{1}{q} \cdot \frac{1}{2} \left[(1 + \cos^2\theta_e) T_1 - \sin^2\theta_e \cos 2\varphi T_2 - \sqrt{k^2} \sin 2\theta_e \cos \varphi T_3 + 2k^2 \sin^2\theta_e T_4 \right], \quad (I)$$

где Ω_γ и Ω_e - телесные углы образованного γ^* -кванта в с.ц.м. πN -системы и электрона в с.ц.м. e^+e^- -пары, соответственно; k и q - модули 3-импульсов фотона и пиона в с.ц.м. πN -системы; θ_e - угол между импульсами конечного нуклона и электрона в с.ц.м. пары, φ - угол между плоскостями реакции $\pi N \rightarrow \gamma^* N$ и рождения e^+e^- -пары. В формуле (I) мы пренебрегли массами лептонов. Если в процессе рождения пар не фиксируется заряд лептона, то сечение удваивается.

Отметим, что величины T_i , аналитически продолженные к пространственноподобным значениям k^2 , входят в соответствующие формулы для сечений электророждения $eN \rightarrow e\pi N$ ^{/4/}. В пределе $k^2 \rightarrow 0$ смысл имеют лишь величины: T_1 , описывающая процессы $\gamma^* N \rightarrow \pi N$ с поперечными неполяризованными фотонами и являющаяся при $k^2=0$ квадратом модуля амплитуды реального фоторождения, и T_2 , характеризующая асимметрию вкладов поперечных виртуальных фотонов, линейно поляризованных в плоскости реакции $\gamma^* N \rightarrow \pi N$ и перпендикулярно к ней и имеющая подобный же смысл в случае реальных γ -квантов. T_3 описывает вклад интерференции продольных и поперечно поляризованных фотонов, а T_4 - вклад продольных фотонов.

Связь величин T_i с используемыми нами инвариантными амплитудами $A_i(s, t, k^2)$ ^{/4,12/} ($i=1, \dots, 6$; s и t - обычные мандельштамовские переменные для процесса $\gamma^* N \rightarrow \pi N$), которые являются коэффициентами разложения матричного элемента процесса ОЭП по шести независимым, явно градиентно-инвариантным ковариантным структурам, можно установить из работы^{/4/}.

В дальнейшем будут использоваться также спиральные амплитуды

в s -канале процесса $\gamma^* N \rightarrow \pi N$ ^{/9/} $f_{\lambda, \lambda', \lambda}^{\pm}$, где λ, λ' и λ - спиральности γ^* -кванта, начального и конечного нуклонов. Приведем связь сохраняющих четность s -канальных спиральных амплитуд,

$$\begin{aligned} f_1^- &= f_{1/2, 1/2, 0}^{\pm}, & f_3^{\pm} &= f_{1/2, 1/2, 1}^{\pm} \pm f_{-1/2, -1/2, 1}^{\pm}, \\ f_2^- &= f_{-1/2, 1/2, 0}^{\pm}, & f_4^{\pm} &= f_{-1/2, 1/2, 1}^{\pm} \mp f_{1/2, -1/2, 1}^{\pm}, \end{aligned} \quad (2)$$

с элементами спиновой матрицы плотности виртуального фотона^{/7,9,11,13/} в H -системе:

$$\begin{aligned} N\rho_{11} &= |f_3^+|^2 + |f_4^+|^2 + |f_3^-|^2 + |f_4^-|^2, \\ N\rho_{1-1} &= |f_3^+|^2 + |f_4^+|^2 - |f_3^-|^2 - |f_4^-|^2, \\ N\rho_{00} &= 4(|f_1^-|^2 + |f_2^-|^2), \end{aligned} \quad (3)$$

$$N\rho_{10} = -2(f_3^- f_1^{*-} + f_4^- f_2^{*-}),$$

где $\frac{d\sigma}{dt} = \frac{\alpha m^2}{4s^2} N$,

$$N = 4(|f_1^-|^2 + |f_2^-|^2) + 2(|f_3^+|^2 + |f_4^+|^2 + |f_3^-|^2 + |f_4^-|^2).$$

3. Как известно^{/14/}, наиболее заметным свойством процессов фоторождения заряженных пионов на нуклонах в широком интервале энергий выше резонансной области ($s > 5(\text{ГэВ})^2$) и малых $|t|$ является острый пик для рассеяния вперед в дифференциальном сечении, причем величина сечения увеличивается примерно в 2 раза между значениями $t = -m_\pi^2$ и $t = 0$. Данные демонстрируют примерное равенство сечений для фоторождения положительных и отрицательных пионов от значения $t=0$ до $t \approx -0,1(\text{ГэВ}/c)^2$, при больших $|t|$ отношение сечений π^-/π^+ быстро падает, и в интервале $0,2 < |t| < 0,8(\text{ГэВ}/c)^2$ составляет примерно 0,35. Вся картина для величины $(s - m_\pi^2)^{-2} \frac{d\sigma}{dt}$ (где $\alpha_{\text{eff}}(t) = 0 \pm 0,2$) не зависит от энергии. Для величины асимметрии

$$\Sigma = (d\sigma_1/dt - d\sigma_1/dt) / (d\sigma_1/dt + d\sigma_1/dt), \quad (4)$$

(где $d\sigma_1/dt$ и $d\sigma_2/dt$ - сечения для фотонов, линейно поляризованных в плоскости реакции и перпендикулярно к ней) эксперимент дает резкое возрастание от нуля при $t=0$ до почти 1 при $t = -m_\pi^2$ для обеих реакций фоторождения заряженных пионов.

Для наших целей представляют особый интерес описанные выше свойства данных при $|t| \lesssim 0,1(\text{ГэВ}/c)^2$ и, в частности, при $|t| \lesssim 2m_\pi^2$.

Резкое изменение сечения и асимметрии Σ в области $0 < |t| \leq m_\pi^2$, очевидно, связано с вкладом π -обмена, который хотя и обращается в нуль точно в направлении рассеяния вперед из-за сохранения углового момента, но является определяющим благодаря близости пионного полюса к физической области s -канала при высоких энергиях и вследствие большой константы связи $g_{\pi NN}$. Отмеченная выше энергетическая зависимость сечений согласуется с тем, что ожидалось бы в случае Π -обмена. Объяснение же пика вперед в сечении при t -канальном описании достигается с привлечением некоторого механизма пионной конспирации^{15,16} или (ввиду трудностей со свойством факторизации вычетов в первом случае) с помощью добавления к пионному обмену абсорбтивных поправок, рассмотрения полюсов и разрезов в плоскости углового момента¹⁶. Однако в связи с трудностями в вычислении реджевских разрезов существует тенденция к изучению s -канальных свойств амплитуд. На этом пути удается получить некоторое практически модельно-независимое объяснение высокоэнергетических свойств фоторождения при малых $|t|$ на основе результатов мультипольных анализов данных в резонансных областях.

Соответствующие соображения основываются на изучении правил сумм при конечной энергии (ПСКЭ)¹⁷ для двух спиральных амплитуд в t -канале, которые определяют ds/dt при $t=0$ ¹⁶. Во-первых, рассмотрение ПСКЭ для изовекторных и изоскалярных частей этих амплитуд¹⁸ дает модельно-независимое подтверждение доминантности изовекторной компоненты фотона в фоторождении при $|t| \ll 0,1(\text{ГэВ}/c)^2$, объясняющей примерное равенство сечений для Π^\pm фоторождения. При вычислении интегралов в правилах сумм мнимые части амплитуд параметризовались в соответствии с мультипольным анализом данных фоторождения в резонансных областях. Исследование, далее, ПСКЭ для (-)-изоспиновых частей этих амплитуд (см.¹⁶) показывает, что основной вклад при насыщении правил сумм дают борновские части этих амплитуд, а вклады резонансных областей малы при $t=0$ по сравнению с борновскими членами. Причем основной вклад ($\approx 30\%$) в поправку к борновскому члену дает изобара P_{33} (1236); вклады же от изобар из второй и третьей резонансных областей имеют тенденцию к взаимному сокращению при $t=0$ и не превышают 10% от борновской части. В целом, с точностью примерно 20% обе амплитуды вблизи направления вперед даются своими борновскими членами. Отсюда практически модельно-независимым способом

с указанной точностью объясняются все свойства экспериментальных данных при $|t| \leq 2m_\pi^2$ и дается обоснование хорошо известного факта¹⁴, что пик вперед в сечении описывается простой моделью электрических борновских членов (ЭБМ). Отметим, что любая разумная модель, объясняющая пик вперед в сечении, будет давать и описанное выше поведение асимметрии Σ из-за почти модельно-независимой связи между свойствами этих величин при $|t| \leq 2m_\pi^2$.

4. Вообще особенности динамики процессов фоторождения заряженных пионов при справедливости модели доминантности векторных мезонов в электромагнитном токе адронов^{6,19} распространяются на процессы с виртуальным γ^* -квантом ($k^2 \neq 0$). Гипотезу векторной доминантности удобно формулировать на языке не имеющих кинематических особенностей инвариантных амплитуд Бола $B_i(s, t, k^2)$ ($i=1, \dots, 8$)¹⁵ как предположение об их "гладкости"^{20,21}:

$$B_i(s, t, k^2) = F(k^2) \tilde{B}_i(s, t, 0). \quad (5)$$

Отметим, что кинематическим условием реализуемости предположения (5) может быть

$$s + t \gg 2m^2 + k^2, \quad (6)$$

поскольку зависимость от k^2 входит в B_i также через мандельштамовскую переменную u . Функция $F(k^2)$ вообще должна определяться экспериментально. В случае, когда \tilde{B}_i являются амплитудами процесса $\rho^0 N \rightarrow \pi N$, при k^2 в окрестности массы ρ -мезона можно использовать выражение⁶

$$F(k^2) = f_\rho^{-1} \frac{m_\rho^2}{m_\rho^2 - k^2 - i m_\rho \Gamma_\rho}, \quad (7)$$

где для f_ρ берется значение, определяемое в экспериментах на встречных пучках: $f_\rho^2/4\pi = 1,99 \pm 0,11$ ¹⁶.

Использование предположения (5) в двух соотношениях, которым удовлетворяют амплитуды B_i из-за сохранения тока и которые в этом случае разбиваются на 4 уравнения^{20,21}, а также учет связи B_i с амплитудами A_i ¹² позволяют выразить 6 амплитуд виртуального фоторождения через 4 амплитуды $\tilde{A}_i(s, t)$ процесса $\gamma N \rightarrow \pi N$ с реальным γ -квантом:

$$A_1(s, t, k^2) = \tilde{A}_1(s, t) F(k^2), \quad i=1,3,4; \quad A_2(s, t, k^2) = \tilde{A}_2(s, t) \frac{(t-m_\pi^2) F(k^2)}{t-m_\pi^2-k^2}; \quad (8)$$

$$A_3(s, t, k^2) = -\tilde{A}_3(s, t) \frac{(s-m^2) F(k^2)}{t-m_\pi^2-k^2}, \quad A_8(s, t, k^2) = \frac{1}{2} [\tilde{A}_3(s, t) - \tilde{A}_4(s, t)] F(k^2). \quad (9)$$

Поэтому появляется возможность на основании свойств реального фоторождения предсказывать особенности процессов с виртуальным фотоном^{/19/}. Запишем связь спиральных s -канальных амплитуд (2) с амплитудами \mathcal{A}_i в ведущем порядке по s :

$$\begin{aligned} f_1^- &= -\sqrt{|k^2|} \frac{s}{2m} (\mathcal{A}_3 - \mathcal{A}_6), & f_2^- &= -\frac{\sqrt{|k^2|} t}{2m} (s\mathcal{A}_2 + \frac{t - m_\pi^2 + k^2}{2} \mathcal{A}_5), \\ f_3^- &= \sqrt{-\frac{t}{2}} \frac{s}{m} \mathcal{A}_3, & f_4^+ &= -\frac{s}{\sqrt{2} m} \mathcal{A}_1, \\ f_3^+ &= \sqrt{-\frac{t}{2}} \frac{s}{m} \mathcal{A}_4, & f_4^- &= -\frac{s}{\sqrt{2} m} (s\mathcal{A}_1 + st\mathcal{A}_2 + k^2 t \mathcal{A}_5). \end{aligned} \quad (10)$$

При получении этих формул учтено, что, как следует из связи амплитуд \mathcal{A}_i со спиральными t -канальными амплитудами^{/15/} и стандартной процедуры реджизации последних^{/15/}, при $s \rightarrow \infty$ и малых $|t|$ имеем: $\mathcal{A}_1 \sim s^{a(t)-1}$, ($i \neq 5$); $\mathcal{A}_5 \sim s^{a(t)}$.

Формулы (8)–(10) сразу приводят к заключению о гладкости по k^2 (за исключением $F(k^2)$) поперечных спиральных амплитуд f_3^\pm и f_4^\pm , продольные же амплитуды f_1^\pm и f_2^\pm имеют фактор $\sqrt{|k^2|}$. Из первого факта и выражений (3) немедленно следуют известные предсказания для различных поперечных частей сечения процесса виртуального фоторождения на основе сечений процесса $\gamma N \rightarrow \pi N$ с соответствующей поляризацией γ -кванта^{/19/}. Сравнение с экспериментом^{/19/} предсказаний, например, для процесса $\pi p \rightarrow \rho^0 n$ дает поразительное подтверждение ожидаемого резкого пика в направлении рассеяния вперед для величины $(\rho_{II} - \rho_{I-I}) d\sigma/dt (\pi p \rightarrow \rho^0 n)$. Однако в случае перпендикулярной поляризации ρ^0 -мезона, т.е. для величины $(\rho_{II} + \rho_{I-I}) d\sigma/dt$, при удалении от $t=0$ обнаруживается явное количественное расхождение с предсказанием на основе векторной доминантности, вероятнее всего связанное с влиянием абсорбции.

Модельно-независимые соображения при $k^2=0$, основанные на рассмотрении ПСКЭ, подразумевают в случае предположения (5) возможность описания на основе ЭМ при больших s и малых $|t|$ как поперечных частей сечений процессов $\gamma^* N \rightarrow \pi N$ ($k^2 \neq 0$), так и продольной части и продольно-поперечной интерференции, поскольку формулы (9) приводят к связи между продольными спиральными амплитудами f_1^\pm , f_2^\pm и поперечными амплитудами^{/20,21/}. Отметим, что предположение (5) оправдывается в ЭМ при больших s ^{/21/}. В случае процесса $\pi p \rightarrow \rho^0 n$ ЭМ удовлетворительно объясняет все существующие данные по спиновой матрице плотности ρ^0 -мезона при $|t| \leq 0,1$ (ГэВ/с)² в широком энергетическом интервале ($2 \text{ ГэВ/с} < q_L < 17,2 \text{ ГэВ/с}$)^{/22/}.

Для применимости описанной выше трактовки процессов виртуального фоторождения пионов при выполнении условия (6) накладывается также ограничение

$$|t_{min}| \leq m_\pi^2, \quad (11)$$

поскольку область передач $|t|$, где эти процессы объясняются борновским механизмом (из такого рассмотрения), ограничена примерно $2m_\pi^2$. При больших $|t|$, но еще до значений, когда начинает играть роль изоскалярная компонента фотона ($|t| \leq 0,1$ (ГэВ/с)²), при описании процессов существенно введение абсорбции. Это продемонстрировано в случае фоторождения в работах^{/23,24/}.

В работе^{/24/}, рассматривающей модель, основанную на дисперсионных соотношениях для амплитуд фоторождения, учет абсорбции посредством последовательного введения в дисперсионный интеграл вкладов барионных резонансов показал, что тогда как при $|t| \leq m_\pi^2$ вклады изобар имеют тенденцию к взаимному сокращению (это приводит к ЭМ при $|t| \leq 2m_\pi^2$), то при $|t| \geq 2m_\pi^2$ их вклады складываются, интерферируют с борновскими членами и обуславливают значительное сокращение возрастающей борновской части сечения. При этом главную роль в таком сокращении играет резонанс P_{33} (I236) (как и в улучшенном количественном описании при $|t| \leq 2m_\pi^2$). Аналогичные эффекты в случае электророждения продемонстрированы в работах^{/9,25/}, а для процесса $\pi p \rightarrow \rho^0 n$ – в работах^{/9,21/}.

Естественно ставить вопрос об использовании процессов типа фоторождения пионов на нуклонах в рассмотренной кинематической области – ввиду доминантности борновского механизма в их интерпретации – для изучения электромагнитной структуры адронов. Такая программа успешно реализована при определении формфактора пиона $F_\pi(k^2)$ в случае электророждения (см., например,^{/26/}). С целью практического осуществления предложения работы^{/8/} по использованию ОЭП при высоких энергиях для исследования формфакторов $F_1^N(k^2)$ и $F_2^N(k^2)$ при $k^2 > 0$ требуется реалистическая модель для интерпретации этого процесса.

5. При конструировании модели будем опираться на описанные выше свойства процессов типа фоторождения при больших s и малых $|t|$. В качестве первого, надежно определенного варианта модели единой трактовки процессов типа фоторождения будем предполагать, что они описываются реальными частями изовекторных амплитуд $\mathcal{A}_i^+(s, t, k^2)$, для которых постулируем дисперсионные соотношения при фиксированном t без вычитаний при конечной энергии^{/4,12/}.

$$\mathcal{A}_i^{(\zeta)}(s, t, k^2) = R_5^{(\zeta)} + c_5 + R_i \left(\frac{1}{m^2 - s} - \frac{\epsilon_i}{m^2 - u} \right) + \frac{P}{\pi} \int_{(m+m_\pi)^2}^{\infty} ds' \operatorname{Im} \mathcal{A}_i^{(\zeta)}(s', t, k^2) \left(\frac{1}{s' - s} - \frac{\epsilon_i}{s' - u} \right), \quad (I2)$$

где $\epsilon_{1,2,4} = 1$, $\epsilon_{3,5,6} = -1$,

$$R_1 = -\frac{g}{2} F_1^V(k^2), \quad R_2 = \frac{g F_1^V(k^2)}{t - m_\pi^2 - k^2}, \quad (I3)$$

$$R_3 = R_4 = -\frac{g}{2} F_2^V(k^2), \quad R_5 = R_6 = 0,$$

$$R_5^{(\zeta)} = \frac{2g}{k^2} \left[\frac{F_1^V(k^2)}{t - m_\pi^2 - k^2} - \frac{F_\pi(k^2)}{t - m_\pi^2} \right];$$

нормировка формфакторов: $F_1^V(0) = F_\pi(0) = 1$, $2m F_2^V(0) = 3,7$,

$$c_5 = \frac{2}{m_\pi^2 + k^2 - t} \frac{1}{\pi} \int_{(m+m_\pi)^2}^{\infty} \frac{ds'}{s' - m^2} \lim_{t \rightarrow m_\pi^2 + k^2} [(t - m_\pi^2 - k^2) \operatorname{Im} \mathcal{A}_5^{(\zeta)}(s', t, k^2)]. \quad (I4)$$

Величины $R_5^{(\zeta)}$ и c_5 относятся только к амплитуде $\mathcal{A}_5^{(\zeta)}$. Для спектральных функций $\operatorname{Im} \mathcal{A}_i^{(\zeta)}(s', t, k^2)$ будем предполагать, что они определяются магнитным возбуждением резонанса P_{33} (I236), т.е. имеют вид

$$\operatorname{Im} \mathcal{A}_i^{(\zeta)}(s, t, k^2) = -\frac{4\pi}{3} \frac{G_M^V(k^2) \sin^2 \delta_{33}(w)}{g m_\pi q^3 [(w+m)^2 - k^2]} a_i(w, t, k^2), \quad (I5)$$

где

$$a_i(w, t, k^2) = \alpha_i(w, t) - k^2 \beta_i(w), \quad i = 1, 3, 4, 6;$$

$$a_{2,5}(w, t, k^2) = \frac{\alpha_{2,5}(w, t) - k^2 \beta_{2,5}(w)}{t - m_\pi^2 - k^2}, \quad (I6)$$

$$G_M^V = F_1^V + 2m F_2^V, \quad w = \sqrt{s}.$$

Явный вид коэффициентов α_i, β_i определен в работе^{/4/}. Отметим, что предположение для $\operatorname{Im} \mathcal{A}_i^{(\zeta)}$ вида (I5) позволяет удовлетворительно описать экспериментальные данные по процессам типа фоторождения пионов в первой резонансной области^{/1,4/}. Сформулированная модель является распространением на произвольные k^2 (в том числе и $k^2 > 0$) очень близких моделей для описания фоторождения Π^\pm -мезонов^{/23,25/}, электророждения^{/25/} и процесса $\pi p \rightarrow \rho^0 n$ ^{/9/}. Отметим ряд благоприятных обстоятельств (для исследования структуры частиц) в интерпретации процесса ОЭП при больших s и малых $|t|$.

В работе^{/9/} продемонстрирован вывод ЭБМ при $s \rightarrow \infty$ на основе

д.с.при фиксированном t . Соображения вкратце заключаются в следующем. В рассматриваемой кинематической области наиболее важны амплитуды $\mathcal{A}_1^{(\zeta)}$, $\mathcal{A}_2^{(\zeta)}$ и $\mathcal{A}_5^{(\zeta)}$; причем при больших s кроссинг-нечетные амплитуды $\mathcal{A}_1^{(\zeta)}$ и $\mathcal{A}_2^{(\zeta)}$ ведут себя приблизительно как s^{-1} (это видно из (I2), т.к. кинематические факторы соответствующим образом складываются), а дисперсионные поправки в этих амплитудах не превосходят в основном 15% и приводят к эффекту абсорбции в том смысле, что они делают t -зависимость более крутой. В амплитуде $\mathcal{A}_5^{(\zeta)}$, которая при $s \rightarrow \infty$ ведет себя как константа, дисперсионный вклад пренебрежим, т.к. из-за четности относительно кроссинг-преобразования он ведет себя как s^{-2} . При вычислении кроссинг-нечетной амплитуды $\mathcal{A}_4^{(\zeta)}$ борновская часть, которая обусловлена в $\mathcal{A}_4^{(\zeta)}$ взаимодействием фотона с распределением магнитного момента нуклона, почти сокращается с дисперсионным интегралом, делая $\mathcal{A}_4^{(\zeta)}$ того же порядка величины, что и кроссинг-четные амплитуды $\mathcal{A}_3^{(\zeta)}$ и $\mathcal{A}_6^{(\zeta)}$, ведущие себя как s^{-2} и составляющие лишь немного процентов от главных амплитуд. Указанное сокращение в $\mathcal{A}_4^{(\zeta)}$ при больших s можно объяснить реализацией сверхсходящегося правила сумм

$$g F_2^V(k^2) - \frac{2}{\pi} \int_{(m+m_\pi)^2}^{\infty} ds' \operatorname{Im} \mathcal{A}_4^{(\zeta)}(s', t, k^2) = 0, \quad (I7)$$

которое, как проверялось в /9/, при $-m_\pi^2 \leq k^2 \leq m_\rho^2$ насыщается с точностью 5+20% уже вкладом изобары P_{33} (I236). Магнитная часть борновского приближения входит также в $\mathcal{A}_3^{(\zeta)}$, вклад которой мал. Дисперсионные интегралы влияют более заметно на неведущие амплитуды $\mathcal{A}_3^{(\zeta)}$ и $\mathcal{A}_6^{(\zeta)}$. (Отметим, что дисперсионные интегралы, которые сходятся довольно быстро при аппроксимации (I5), обрезаются при $s = 3(\text{ГэВ})^2$). Таким образом, в ведущем порядке по s получается ЭБМ, дополненная незначительными абсорбционными поправками.

В ЭБМ для виртуального фоторождения^{/8,9/} продольная часть сечения ($\sim T_1$) пропорциональна $|F_\pi|^2$; поперечная часть, связанная с перпендикулярной поляризацией γ^* -кванта, ($T_1 - T_2$), $\sim |F_1^V|^2$; а асимметрия ($\sim T_2/T_1$) чувствительна к отношению F_1^V/F_π . То есть, разные части сечения весьма чувствительны к различным интересующим нас величинам по отдельности.

Экспериментально известно^{/19/}, что ЭБМ последовательно улучшает описание при переходе от процесса электророждения к фоторождению и далее к процессу $\pi p \rightarrow \rho^0 n$. Оказывается, это - общее свойство процессов типа фоторождения пионов на нуклонах, и оно явно

демонстрируется исследуемой дисперсионной моделью. Рассмотрим коэффициенты $a_i(\omega, t, k^2)$ (16); в них величины $a_i(\omega, t)$ и $\beta_i(\omega)$ одного знака для каждого индекса i , т.е. очевидна общая тенденция увеличения дисперсионных вкладов в каждой амплитуде A_i с ростом пространственноподобных $|k^2|$ и, наоборот, их уменьшение при переходе к времениподобным k^2 . Для оценок этого эффекта можно приближенно полагать, что ω' в подынтегральном выражении типично порядка $(m + 2m_\pi)^2$ (примерно масса P_{33} (I236)). Кроме того, следует исключить возможность ложных эффектов и случайных сокращений в наблюдаемых величинах. Для этого наиболее удобно рассматривать те комбинации A_i , в каких эти амплитуды входят в сечение через спиральные амплитуды f_i^\pm (формулы (10)). Разумно также рассматривать ведущий порядок по ω . Тогда получаем для главных амплитуд f_2^-, f_4^\pm следующие результаты. В амплитуде $f_4^+ \sim A_1$ обращение $a_1(\omega', t, k^2)$ в нуль при $t = 0$ происходит примерно при $k^2 \approx 0,54$ (ГэВ)² (т.е. близко к массе ρ -мезона), с увеличением $|t|$ это значение несколько уменьшается, и при $t = -0,1$ (ГэВ/с)² оно $\approx 0,25$. При больших k^2 происходит опять возрастание вклада дисперсионного интеграла. В амплитуде f_4^- обращение в нуль дисперсионного вклада также происходит примерно при $k^2 \approx 0,54$ (ГэВ)², и этот результат слабо зависит от t . В амплитуде f_2^- вклад дисперсионного интеграла практически не зависит от t и k^2 , однако он мал по сравнению с борновской частью.

В амплитудах f_1^- и f_3^- , дающих вклад в следующем порядке по ω , также наблюдается тенденция к уменьшению дисперсионных поправок, в основном обусловленная числителем $2(s' - m^2) + t - m_\pi^2 - k^2$ в дисперсионном множителе (12)^{9/}.

Таким образом, получается обоснование ЭЕМ для обратного электророжения при k^2 в окрестности массы ρ -мезона как результат низкоэнергетического насыщения дисперсионных интегралов. Этот вывод справедлив по крайней мере до значений $|t| \approx 0,08$ (ГэВ/с)². Поэтому может быть значительно ослаблено ограничение (II). Хотя при оценках рассматривался предел $\omega \rightarrow \infty$, однако полученные результаты простираются к довольно низким энергиям. Так, при $\omega = 3$ ГэВ, $t = -m_\pi^2$ и $k^2 = -0,3; 0; 0,3$ (ГэВ)² дисперсионный вклад в поперечную часть сечения составляет, соответственно, 40, 30, 15%.

На возможный путь усовершенствования описанной модели указывают результаты работы^{24/}, показавшие, что последовательный

учет в дисперсионном интеграле изобар из второй и третьей резонансных областей приводит к изменениям в нужную сторону в отклонениях результатов расчетов от экспериментальных данных для фоторождения. Однако учет в спектральной функции πN -резонансов, которые при $k^2 \neq 0$ параметризуются в соответствии с изобарной моделью, приводит к большому количеству неопределенностей, связанных с неизвестной k^2 -зависимостью переходных формфакторов к изобарам, что неудовлетворительно с точки зрения построения надежной модели. Для преодоления этой трудности можно воспользоваться тем обстоятельством, что рассматриваемая кинематическая область пригодна для реализации предположений векторной доминантности, и использовать формулы (8,9). Однако векторная доминантность не является точно определенной гипотезой, более того, она в принципе не может быть точной (хотя установлено соответствие основных её предсказаний с экспериментом). Поэтому не будем затрагивать этим предположением основную, хорошо установленную часть модели (борновские члены плюс дисперсионная добавка от магнитного возбуждения P_{33} (I236)), а применим его к поправочной части, идущей от дисперсионного интеграла, насыщенного электрическим и продольным возбуждением P_{33} (I236), остальными резонансами и высокоэнергетическим вкладом. Итак, дисперсионный интеграл в (12) разобьется на две части:

$$\int ds' [\text{Im} A_i^{(\pm)}(M_{t,\mu}) + \text{Im} A_i^{\text{nonp}}(s', t, k^2)] \left(\frac{1}{s' - s} - \frac{\epsilon_i}{s' - u} \right), \quad (18)$$

где $\text{Im} A_i^{(\pm)}(M_{t,\mu})$ берется согласно (15), а $\text{Im} A_i^{\text{nonp}}$ вычисляется по формулам (8) и (9), в которых мнимая часть амплитуд фоторождения $\text{Im} A_i^{(\pm)}(s', t)$ параметризуется (за исключением магнитного возбуждения P_{33} (I236)) в соответствии с подходом, например, работы^{27/}, описывающей данные по фоторождению в резонансных областях и при высоких энергиях. Отметим, что формулы (8,9), примененные в выражении (18), дают некоторый способ аналитического продолжения спектральной функции в нефизическую область дисперсионного интеграла $(m + m_\pi)^2 < s' < (m + \sqrt{k^2})^2$.

Абсорбтивная часть амплитуды при больших ω , вклад которой может быть того же порядка величины, что и дополнительная дисперсионная добавка, берется согласно формулам (8) и (9).

Формфактор $F'(k^2)$ должен, вообще говоря, определяться экспериментально; однако при $k^2 > 0$ в окрестности массы ρ -мезона разум-

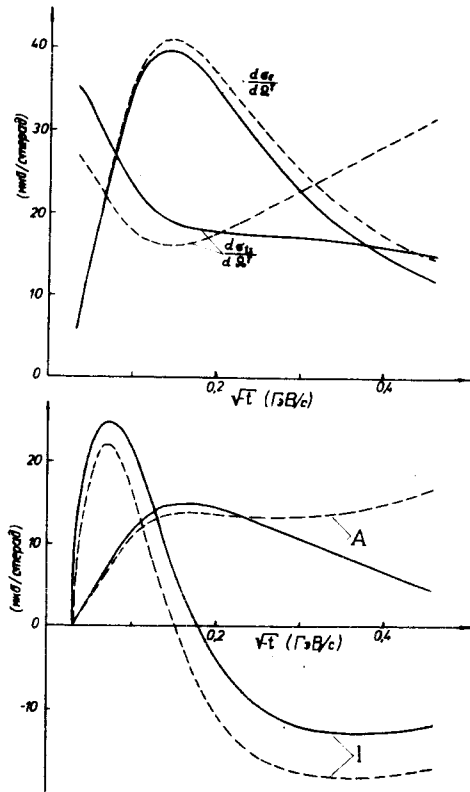


Рис.1. Вклады в дифференциальное сечение ОЭП при $\omega = 3$ ГэВ и $k^2 = 0,3(\text{ГэВ}/\text{с})^2$ состояний с различными поляризациями виртуального фотона, рассчитанные по дисперсионной модели и в борновском приближении (пунктирные кривые): $d\sigma_e/d\Omega^2 = (1/2)(k/q)T_1$ и $d\sigma_l/d\Omega^2 = (k^2/2)(k/q)T_4$ - сечения процесса $\pi p \rightarrow \gamma^* n$ в случае поперечного неполяризованного и продольного фотона, соответственно; $A = -(1/2)(k/q)T_2$ - асимметрия в сечении образования поперечного виртуального фотона, обусловленная его линейной поляризацией; $I = -(\sqrt{k^2}/2)(k/q)T_3$ - часть сечения, связанная с интерференцией продольных и поперечных γ^* -квантов.

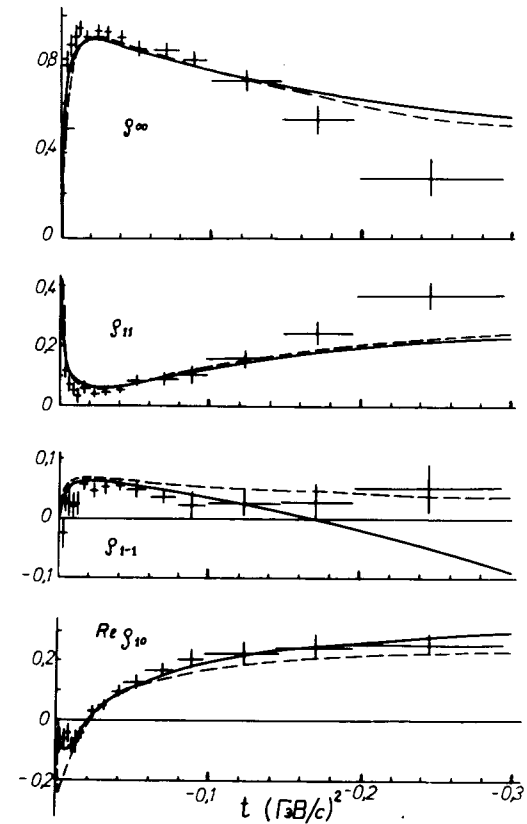


Рис.2. Процесс $\pi p \rightarrow \rho^0 n$ при лабораторном импульсе пиона 15 ГэВ/с. Элементы спиновой матрицы плотности ρ^0 -мезона, рассчитанные по дисперсионной модели и по модели электрических борновских членов (пунктирные кривые). Экспериментальные данные взяты из работы [29/

но взять для него выражение

$$F(k^2) = \frac{m_p^2 f(k^2)}{m_p^2 - k^2 - i m_p \Gamma_p}, \quad (19)$$

где $f(k^2)$ — некоторая плавная функция от k^2 , близкая к единице.

Отметим, что в описанной схеме с соответствующими изменениями можно учесть и изоскалярную часть амплитуды.

Приведем результаты некоторых расчетов, проведенных на основе главной, хорошо определенной части модели (борновские члены плюс дисперсионная поправка от магнитного возбуждения изобары P_{33} (I236).

На рис. 1 представлены результаты расчета разных частей сечения ОЭП (I) при $\omega = 3$ ГэВ и $k^2 = 0,3$ (ГэВ)². Для сравнения приведены их борновские части. Величины формфакторов $F_{\pi}^I(k^2)$ и $F_{1,2}^V(k^2)$ взяты из дисперсионных расчетов работы^{28/}.

На рис. 2 приводится сравнение результатов расчетов в N -системе элементов спиновой матрицы плотности ρ^0 -мезона в процессе $\pi^+ p \rightarrow \rho^0 n$ с экспериментальными данными при лабораторном импульсе пиона 15 ГэВ/с^{29/}. Для сравнения с соответствующими расчетами по ЭМ^{22/} вычисления проводились в предположении универсальности ρ -мезонного взаимодействия $f_{\pi\pi\pi} = f_{\rho NN}$. Мы видим, что ρ_{00} и ρ_{11} модель описывает практически так же, как ЭМ; однако она несколько улучшает описание ρ_{1-1} и $Re \rho_{10}$.

6. Итак, на основе удовлетворительного описания в рассмотренной модели процессов электро-, фоторождения пионов и процесса $\pi^+ p \rightarrow \rho^0 n$ и с учетом некоторых благоприятных моментов: доминантности ЭМ в интерпретации этих процессов, уменьшения вкладов дисперсионных поправок к ЭМ с ростом k^2 , возрастания примерно на порядок сечения ОЭП по сравнению со случаем электророждения, дальнейшего уточнения модели практически без добавления новых в сравнении с фоторождением параметров, — следует сделать вывод о реальности задачи получения из данных по ОЭП при энергиях выше резонансной области и малых $|t|$ практически модельно-независимых значений формфакторов $F_{\pi}^I(k^2)$ и $F_{1,2}^V(k^2)$ при времениподобных значениях k^2 .

Наиболее выгодной, с этой точки зрения, является область значений k^2 в окрестности массы ρ -мезона, где обосновывается ЭМ с минимальными поправками. Этот результат связан с низкоэнергетическим насыщением дисперсионных интегралов. Ввиду обсуждавшегося в пунктах 3 и 4 практически модельно-независимого обоснования последнего факта при малых $|t|$, можно думать, что вывод об уменьшении дисперсионных вкладов с ростом k^2 , а также относительно области

значений k^2 , где эти вклады сводятся к минимуму, является более общим, нежели модельным.

Авторы благодарны С.М.Биленькому, В.А.Матвееву и В.А.Мещерякову за полезные обсуждения.

Л и т е р а т у р а .

1. С.Ф.Бережнев, Т.Д.Блохинцева, А.В.Демьянов и др. ЯФ, 26, 547, 1977.
2. Ю.С.Суровцев, Ф.Г.Ткебучава. ЯФ, 16, 1204, 1972.
3. Ю.С.Суровцев, Ф.Г.Ткебучава. ЯФ, 21, 753, 1975.
4. Т.Д.Блохинцева, Ю.С.Суровцев, Ф.Г.Ткебучава. ЯФ, 21, 850, 1975.
5. A. Bietti, S. Petrarca. Nuovo Cim., 22A, 595, 1974; Lettere al Nuovo Cim., 13, 539, 1975.
6. Дж.Сакураи. Токи и мезоны, Атомиздат, М., 1972.
7. В.А.Матвеев, Р.М.Мурадян, А.Н.Тавхелидзе, ЭЧАЯ, т.2, вып.1, Атомиздат, 1971, стр.7.
8. A.M. Baldin, V.A. Suleymanov. Phys.Lett., 37B, 305, 1971; ОИЯИ, P2-7096, Дубна, 1973.
9. R.W. Manweiler, W.Schmidt. Phys.Rev., D3, 2752, 1971.
10. M.N. Khachatryan et al. Phys.Lett., 24B, 349, 1967.
11. Ю.С.Суровцев, Ф.Г.Ткебучава. ОИЯИ, P2-4561, Дубна, 1969.
12. S.L. Adler. Ann.Phys., 50, 189, 1968.
13. R.J. Oakes. Nuovo Cim., 44A, 440, 1966.
14. K. Lübelmeyer. Proc. of the 4 th Intern. Symposium on Electron and Photon Interactions at High Energies, Liverpool, 1969, p. 45.
15. J.S. Ball, M. Jacob. Nuovo Cim., 54A, 620, 1968.
16. F.J. Gilman. Phys.Reports, 4C, 95, 1972.
17. A.A. Logunov, L.D. Soloviev, A.N. Tavkhelidze. Phys.Lett., 24B, 181, 1967.
18. R.C.E. Devenish, W.J. Leigh, D.H. Lyth. Nuovo Cim., 1A, 475, 1971.
19. D. Schildknecht. Springer Tracts in Modern Physics, 63, Berlin, Heidelberg, New York, 1972, p. 57.
20. Н.Н.Ачасов, Г.Н.Шестаков, ЯФ, 11, 1090, 1970.
21. C.F. Cho, J.J. Sakurai. Phys.Rev., D2, 519, 1970.
22. N.N. Achasov, G.N. Shestakov. Forsch. Phys., 22, 35, 1974.
23. J. Engels, G. Schwiderski, W. Schmidt. Phys.Rev., 166, 1343, 1968.

24. I.Barbour, W.Malone, R.G.Moorhouse. Phys.Rev., D4, 1521, 1971.
25. F.A.Berends. Phys.Rev., D1, 2590, 1970.
26. C.N.Brown et al. Phys.Rev., DE, 92, 1973.
27. R.C.E.Devenish, D.H.Lyth, W.Rankin. Phys.Lett., 52B, 227, 1974.
28. G.Höhler et al. TKP 76/1, Karlsruhe, 1976.
29. F.Bulos et al. Phys.Rev.Lett., 26, 1453, 1457, 1971.

Рукопись поступила в издательский отдел
10 ноября 1978 года.